

## О МЕТОДАХ СЕЛЕКТИВНОГО ВЫДЕЛЕНИЯ И ФОРМИРОВАНИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН И ЛУЧЕЙ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

**И.В. Калинюк, аспирант; О.Р. Ластовенко, аспирант; В.А. Лисютин, ассистент; А.А. Ярошенко, канд. физ.-мат. наук, доцент**  
Севастопольский национальный технический университет, Студгородок,  
г.Севастополь, Украина, 99053  
E-mail: [yaroshenko@optima.com.ua](mailto:yaroshenko@optima.com.ua)

*Обзорная статья посвящена методам исследования пространственной и угловой структуры звуковых полей в гидроакустических волноводах. Описаны методы селекции мод, основанные на анализе: различий фазовых и групповых скоростей, пространственной и векторно-фазовой структур поля. Приведены численные оценки, позволяющие сравнивать эффективность применения антенных решеток для фильтрации мод в реальных волноводах. Рассматриваются способы формирования отдельных нормальных волн.*

### 1 ВВЕДЕНИЕ

Проблема изучения модовой структуры акустического поля возникает в целом ряде задач. Знание пространственно-угловой структуры поля требуется при исследовании подводных каналов распространения звука, геоакустическом моделировании структуры дна, мониторинге температуры воды, сейсмоакустических измерениях, решении задач локации, пеленгации объектов и акустической томографии. Низкочастотная акустика является, по-видимому, единственным инструментом, который дает возможность дистанционных круглогодичных наблюдений за крупно- и мезомасштабной изменчивостью гидрофизических характеристик морей.

### 2 ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Практически задачи селекции нормальных волн и лучей могут быть решены несколькими принципиально разными способами, основанными на анализе: пространственно-углового спектра акустического поля с помощью распределенных горизонтальных или вертикальных антенн; различий фазовых или групповых скоростей распространения отдельных мод (частотно-временные методы); векторно-фазовой структуры поля. В настоящее время основным инструментом, применяемым для изучения пространственных спектров, являются всё-таки вертикальные или горизонтальные антенные решетки.

Исследование эффективности пространственной обработки частично-когерентных сигналов с помощью протяженных антенных решеток представляет значительный интерес для морской акустики с учетом специфики дальнего распространения низкочастотного звука в гидроакустических волноводах, определяемой сочетанием эффектов регулярной рефракции и многократных актов отражения и рассеяния на неоднородностях среды и границ волновода. В результате фильтруемый сигнал постепенно утрачивает свойство пространственно-временной когерентности. Результирующая функция когерентности зависит от: частоты источника, дистанции, относительного расположения источника и приемника, статистических параметров неоднородностей среды. Кроме того, поле шумов моря также имеет дискретный модовый спектр, который может быть близок к соответствующей характеристике сигнала.

Целью авторов статьи является следующее: на основе анализа литературы дать обзор методов выделения нормальных волн, привести

численные оценки, позволяющие проанализировать и сравнить степень влияния указанных выше факторов и тем самым охарактеризовать границы применимости рассматриваемых методов.

### 3 МЕТОД АНАЛИЗА ДОПЛЕРОВСКОГО ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА

Различие продольных волновых чисел  $\zeta$  и фазовых скоростей  $v_\phi = \omega/\zeta$  распространения отдельных мод дает возможность их разрешения при выделении доплеровских смещений частоты гармонического излучателя. Исследования проводятся в модельных установках с использованием методик спектрального анализа, основанных на временном преобразовании Фурье [1,2].

Рассмотрим гармонический точечный излучатель и приемник, находящиеся в однородном волноводе на одинаковой глубине. Излучатель неподвижен, а приемник перемещается по направлению к излучателю с постоянной скоростью  $v$  вдоль волновода и регистрирует сигнал, пропорциональный звуковому давлению  $P(r(t), t)$ . Расстояние между излучателем и приемником в момент времени  $t$  равно  $r(t) = r_0 - v \cdot t$ , где  $r_0$  – начальная координата, отсчитанная от излучателя. Сигнал на выходе приемника вдали от источника имеет следующий вид [1]:

$$P(r(t), t) = r^{-1/2}(t) \cdot \sum_m A_m \cdot e^{-\delta_m r(t)} \cdot e^{-i[\omega_0 t - \zeta_m r(t)]},$$

где  $r(t)$  – мгновенное горизонтальное расстояние между источником и приемником;  $\omega_0$  – частота, излучаемая источником;  $\zeta_m$ ,  $\delta_m$  – соответственно горизонтальная компонента волнового вектора  $\vec{k}$  и показатель затухания  $m$  моды;  $A_m$  – величина, определяемая коэффициентом возбуждения  $m$  моды и значением собственной функции на горизонте приема.

Так как спектр сигнала  $P(r(t), t)$  лежит выше частоты  $\omega_0$ , осуществляются его перенос в область нулевой частоты гетеродином с частотой, равной  $\omega_0$ , и низкочастотная фильтрация. Преобразованный сигнал имеет вид

$$P(r(t)) = const \times r(t)^{-1/2} \sum_m A_m e^{i\zeta_m r(t)} \cdot e^{-\delta_m r(t)}.$$

Различие фазовых скоростей отдельных мод, обуславливающее различие их доплеровских смещений частоты, позволяет выделить моды по спектру  $G(\omega, t_n)$  сигнала  $P(r(t))$ .

Для определения частотного спектра сигнал  $P(r(t))$  подвергается преобразованию Фурье со скользящим временным окном анализа  $\tau$ :

$$G(\omega, t_n) = \frac{1}{\tau} \int_{t_n - \tau/2}^{t_n + \tau/2} P(r(t)) e^{-i\omega(t-t_n)} dt,$$

где  $t_n$  – момент времени, соответствующий среднему значению интервала наблюдения  $\tau$ . Окно анализа  $\tau$  соответствует перемещению приемника  $\Delta r = v\tau$ , на котором производится оценка компонент спектра.

При малом изменении величины  $r^{-1/2} e^{-\delta_m r}$  (малости затухания) на пространственном интервале анализа и на значительном расстоянии от

источника ( $r_n = r_0 - vt_n > \Delta r$ ) спектр сигнала  $P(r(t))$  можно представить в виде

$$G(\omega, t_n) = \left| \frac{const}{\sqrt{r_n}} \sum_m A_m e^{-\delta_m r_n + i \xi_m r_n} \frac{\sin \left[ (\omega - \omega_m) \frac{\tau}{2} \right]}{(\omega - \omega_m) \frac{\tau}{2}} \right|,$$

где  $\omega_m = v \xi_m$  - доплеровский сдвиг частоты  $m$ -й моды.

Разрешение по частоте при анализе спектра должно быть больше разности доплеровских сдвигов частот соседних мод  $\Delta \omega \gg \omega_m - \omega_{m+1}$  или  $\Delta r \gg 2\pi / \min(\xi_m - \xi_{m+1})$ . Знание доплеровского сдвига позволяет найти значение продольного волнового числа и фазовой скорости этой моды, а амплитуда спектральной компоненты определяет с точностью до константы амплитуду моды соответствующего номера.

#### 4 МЕТОДЫ АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВЫХ СПЕКТРОВ

Протяженные акустические антенны со сформированной определенным образом характеристикой направленности можно использовать как пространственно-угловые фильтры аналогично частотным фильтрам во временной области [3].

##### 4.1 О возможности разрешения мод и лучей

Предположим, что акустическое поле в изоскоростном волноводе создается точечным ненаправленным источником, расположенным на некоторой глубине  $z_0$  и излучающем гармоническую волну.

Каждая нормальная волна может быть представлена в виде суперпозиции двух плоских волн Бриллюэна, распространяющихся вдоль слоя с абсолютно отражающими границами наклонно под углами скольжения  $\pm \chi_m$ , причем  $\chi_m = \arccos(\xi_m/k)$ ,  $k = \omega/c$  - волновое число.

Число распространяющихся мод  $l_{max}$  для глубокого ( $k \cdot h \gg 1$ ) волновода с глубиной  $h$  оценивается как  $l_{max} \approx 2h/\lambda$  [4].

Если источник, излучающий акустическую мощность  $P$  может располагаться на любой глубине, то мощность, приходящаяся в среднем на одну моду с номером  $m$ , составляет  $P_m \approx P/l_{max} \approx P \cdot \lambda / 2 \cdot h$  и для практически наиболее интересных мод с низшими номерами, у которых угол скольжения  $\chi$  бриллюэновских лучей менее  $45^\circ$ , угловое расстояние между соседними модами  $\Delta \chi_{m+1,m} \approx \lambda / 2h$  [4,5]. Для мод с высшими номерами угловое разнесение несколько увеличивается.

При лучевом подходе акустическое поле в точке наблюдения представляется суммой полей от мнимых зеркальных изображений источника. Число мнимых источников, дающих наиболее существенный вклад в суммарное поле («основных»), наблюдаемое на горизонтальном расстоянии  $r$ , составляет  $l_R \approx 2r/h$  [5].

Энергетический вклад остальных источников примерно вдвое меньше, а с учетом потерь при отражениях от дна - и того меньше. Мощность, приходящаяся на один из «основных» лучей, оценивается как  $P_R = P/l_R \approx Ph/2r$ , а среднее угловое расстояние между «основными» лучами -  $\Delta \chi_{R+1,R} \approx h/r$ . Мощность, переносимая неосновными лучами, и угловое расстояние между ними меньше примерно в  $(R/r)^2$  и  $(R/r)$  раз соответственно. Здесь и ниже  $R$  - наклонное расстояние до источника [5].

Легко видеть, что отношения мощностей и отношения угловых разнесений, соответствующих модам и лучам, характеризуются одним и тем же параметром  $X$ , квадрат которого  $X^2 = l_{max} / l_R = h^2 / \lambda \cdot r$ .

$$\text{Действительно, } \frac{P_R}{P_m} = \frac{h^2}{\lambda r} = X^2, \quad \frac{\Delta\chi_{R+1,R}}{\Delta\chi_{m+1,m}} = 2 \cdot \frac{h^2}{\lambda r} = 2X^2.$$

Параметр  $X = \frac{h}{\sqrt{\lambda r}}$  представляет собой отношение глубины волновода  $h$  к радиусу первой зоны Френеля  $r_0 = \sqrt{\lambda r}$  акустической волны, создаваемой источником.

Выражая расстояние  $r$ , область  $r < r_0 = h^2/\lambda$ , в которой  $X > 1$ , считаем ближней к источнику зоной (Френеля), а область с  $X > 1$ , в которой  $r > r_0$ , – дальней зоной (Фраунгофера). Окрестность точки с горизонтальной координатой  $r_0 = h^2/\lambda$ , в которой радиус первой зоны Френеля равен глубине волновода  $h = \sqrt{\lambda r_0}$ , – это промежуточная зона.

#### 4.2 Сканирование диаграммы направленности по углу

Сканирование диаграммы направленности вертикальной или горизонтальной антенны достигается изменением угла компенсации  $\beta$  [3]. Функция-отклик антенны в зависимости от угла  $\beta$  называется сканограммой.

Этот метод селекции мод или лучей применяется в случаях, когда пространственно-угловая структура акустического поля в слое *a priori* неизвестна. Прием осуществляется на линейную антенну с постоянной по её длине чувствительностью. Тогда настройка на нормальную волну или луч определяется по максимуму на сканограмме антенны при непрерывном изменении угла компенсации. Следует заметить, что в этом случае угол скольжения  $\chi_m$  и угол компенсации  $\beta$  для вертикальной антенны будут совпадать –  $\chi_m = \beta$ .

#### Ближняя зона Френеля $r < r_0$ . Зона возможной различимости лучей

В ближней зоне средние мощности лучей в  $X^2$  раз превышают мощности мод, и угловое расстояние между лучами в  $2 \cdot X^2$  раз больше. В этих условиях линейная антенна, осуществляющая сканирование диаграммы направленности по углу  $\chi$ , должна регистрировать лучи, а не моды.

Чтобы вертикальная антенна длиной  $L$  могла разрешать лучи, ширина ее характеристики направленности  $\Delta\chi \approx \lambda/L \cdot \cos$  не должна превышать угловое разнесение между лучами  $\Delta\chi_{R+1,R} = \lambda/L \cdot \cos\chi < h/r$ . В то же время длина антенны не может превысить радиус первой зоны Френеля  $L < \sqrt{\lambda R}$ , иначе нарушается условие синфазности поля, создаваемого источником в различных участках антенны.

Таким образом, длина антенны должна лежать в пределах [6]:

$$\lambda r / h \cos \chi < L < \sqrt{\lambda r / \cos \chi}.$$

Итак, при малых углах компенсации ( $\beta = \chi < 45^\circ$ ) антенна разрешает лучи, но не моды. С увеличением наклонного расстояния  $R$  до мнимого источника угловое расстояние между лучами и их интенсивности уменьшаются, а ширина главного лепестка характеристики направленности увеличивается по закону  $\Delta\chi \sim \lambda/L \cdot \cos\chi$ . При этом разрешение крутых лучей (при  $\chi \rightarrow 90^\circ$ ) ухудшается.

Максимальное число разрешаемых лучей  $\Lambda$  можно оценить, приравняв ширину характеристики направленности  $\Delta\chi \approx \lambda/L \cdot \cos\chi$  к угловому

расстоянию, разделяющему два крайних мнимых источника  $\Delta\chi_{\Lambda,\Lambda-1} \approx h \cdot \cos\chi / R \approx h \cdot \cos^2 \chi / r$ .

Полагая вертикальную координату самого дальнего мнимого источника равной  $z \approx \Lambda \cdot h / 2$  и  $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ , имеем  $\cos \chi \approx 2r / h \cdot \Lambda$  и в результате для  $\Lambda$  получаем оценку  $\Lambda < 2\sqrt[3]{Lr^2 / \lambda H^2}$  [6].

Наибольшее число лучей разрешается при длине антенны, равной глубине волновода  $L=h$ , и на границе ближней зоны, когда  $r = r_0 = h^2 / \lambda$ . В этом случае  $\max \Lambda = 2h / \lambda = l_m$ , т.е. число разрешаемых вертикальной антенной лучей равно числу распространяющихся мод.

### **Дальняя зона Фраунгофера $r > r_0$ . Зона возможной различимости мод**

В дальней зоне при  $X^2 \ll 1$  мощность мод становится в  $1/X^2$  раз больше интенсивности лучей, а угловое расстояние между модами в  $1/2 X^2$  раз больше углового расстояния между лучами [6].

Суммарный отклик вертикальной антенны представляется в виде суперпозиции откликов на все  $l_{max}$  нормальных волн. Для выделения  $m$  – моды, изменяя угол компенсации  $\beta$  антенны, можно достичь значения  $\beta = \chi_m$ . Фазовые фронты компенсаторов совпали с фронтами плоских волн, составляющих  $m$  – моду. Антенна оказалась настроенной на эту моду. Плавно изменяя угол компенсации  $\beta$ , можно последовательно настроиться на все нормальные волны, распространяющиеся в слое, считая критерием настройки максимумы на сканограмме отклика антенны [7,8].

Две, не сильно различающиеся по амплитуде плоские волны, соответствующие двум нормальным волнам, приходящие на антенну с апертурой  $L$  под углами  $\chi_m$  и  $\chi_{m+1}$ , могут быть выделены, если угловое разрешение антенны  $\Delta\chi \approx \lambda / L \cdot \cos\chi$  будет больше углового разнесения между модами  $\Delta\chi_{m,m+1} = \lambda / 2h$  или  $L \geq 2h$ . Максимальная «физическая» апертура вертикальной антенны, очевидно, равна толщине слоя  $h$ .

Следовательно, сканируя поле антенной с помощью компенсатора, в принципе, нельзя разрешать отдельные нормальные волны – размеры антенны оказываются недостаточными. Необходима специальная обработка сигнала на выходе антенны, заключающаяся в симметричном отображении звукового поля и антенны вниз относительно абсолютно жесткой границы - дна, тем самым удваивая размеры апертуры. Такая обработка эквивалентна применению двух антенных компенсаторов, один из которых сфазирован к нижнему, а другой – к верхнему концам антенны и поворачивающих ее фазовые фронты одновременно в противоположных направлениях. Разрешающая способность возрастает в 2 раза и возможно разрешение мод высших, но не первого порядка. Для разрешения всех мод необходимо отображение уже увеличенной апертуры относительно абсолютно мягкой верхней границы вода-воздух звукового поля удвоенной толщины, т.е. уже отображенного относительно твердого дна, при этом разрешающая способность увеличивается в 4 раза и могут различаться все нормальные волны [8,9].

**Горизонтальная** антенна длиной  $L$  при угле  $\alpha$  поворота нормали к апертуре в горизонтальной плоскости по отношению к направлению на источник, отличный от нуля, принципиально позволяет проводить угловое разделение мод [6,10-12]. Физически это обусловлено тем, что увеличение длины  $L$  горизонтальной антенны сверх определенного критического значения приводит к нарушению условия синфазного сложения отдельных мод  $\varphi_{m+1} - \varphi_m = (\xi_{m+1} - \xi_m) \cdot L \cdot \sin\alpha \geq \pi$ . Ориентируем антенну вдоль слоя, при этом  $\sin\alpha=1$ . Тогда для критической длины антенны  $L_{кр}$ , начиная с которой  $m$  и  $m+1$  моды различаются, получаем

оценку  $L > L_{кр} = \pi / \xi_{m+1} - \xi_m = D_m / 2$ . Здесь  $D_m$  - длина цикла луча [4].

Горизонтальная антенна лучше всего разрешает высшие моды, которым соответствуют бриллюэновские лучи, распространяющиеся под углами скольжения, близкими к  $90^\circ$  [10]. Чтобы горизонтальная антенна разрешала и самую низшую моду, ее минимальный размер  $L_{min}$  должен быть не меньше длины полуцикла  $D_1/2$ ,  $L_{min} \approx D_1/2 \approx 2l_{max}h$  [6].

Для антенны в свободном пространстве граница между ближней и дальней зонами  $R^*$  определяется условием  $R^* = 2 \cdot L^2 / \lambda$  [13]. Учитывая представление каждой нормальной волны в виде двух плоских с углами скольжения  $\pm \chi_m$ ,  $\chi_m = \arccos(\xi_m/k)$ , получаем ограничение на максимальную величину апертуры антенны  $L_{max} \approx \sqrt{\lambda r / \cos \chi_1} \approx \sqrt{\lambda r}$ .

Итак, длина горизонтальной антенны ограничена следующими пределами:

$$2l_{max} h < L < \sqrt{\lambda r} .$$

Для измерений в море применяются дискретные антенны, состоящие из цепочек гидрофонов [14]. Отклик дискретной и непрерывной антенн будет идентичен [8,13], если гидрофоны располагаются с интервалом, не превышающим интервала Найквиста - половина длины волны.

### 4.3 Методы пространственной согласованной фильтрации нормальных волн

Простым сканированием диаграммы направленности почти невозможно разрешать нормальные волны в реальных условиях неидеальности границ волновода, при наличии помех, а также в ближней к излучателю зоне [6,11,15,16].

Задача обработки информации при пространственной фильтрации состоит в подборе комплекта коэффициентов передачи усилителей (чувствительностей) гидрофонов и способа суммирования их сигналов в соответствии с определенным критерием таким образом, чтобы сформированный отклик антенны был максимален для выделяемой  $m$ -й моды и минимален для всех остальных.

Для пространственной фильтрации необходима минимальная априорная информация - знание пространственной структуры одной селективируемой моды.

Методы пространственной фильтрации нормальных волн основаны на свойстве ортогональности собственных функций волновода. Если амплитудно-фазовое распределение чувствительности вдоль длины вертикальной антенны соответствует пространственной структуре одной из нормальных волн, то антенна будет настроена на прием именно этой нормальной волны.

Обычно разделяют два способа согласованной фильтрации, основанные на различных подходах к представлению нормальных волн - в виде функции глубины  $z$  (первый) или как суперпозиции двух плоских волн, при этом приемники последовательно фазируются на углы  $\pm \chi_m$  и сигналы суммируются с противоположными знаками (второй).

Вертикальное распределение чувствительности антенны, пропорциональное вертикальному распределению по толщине слоя поля одной из нормальных волн, равносильно повороту фазовых фронтов антенны параллельно фронтам плоских волн, составляющих данную нормальную волну, однако второй способ считается более помехоустойчивым [17,18].

В методе согласованной фильтрации фазовые фронты антенны устанавливаются последовательно на углы прихода плоских волн  $\pm \chi_m$  в отличие от метода сканирования диаграмм направленности, в котором

фазовые фронты плавно поворачиваются при изменении угла компенсации  $\beta$ , и настройка на нормальную волну определяется по максимальному отклику антенны. Все недостатки случая однократного отображения звукового поля, отмеченные выше, в равной степени присущи также и методу согласованной фильтрации [8].

Для каждой спектральной составляющей принятого акустического сигнала поле на приемниках антенны  $P(z_i)$  можно представить как сумму собственных нормальных волн волновода  $q_m(z_i)$  с некоторыми весовыми коэффициентами  $a_m$ , равными амплитудам распространяющихся мод [18-20]:

$$P(z_i) = \sum_{m=1}^N a_m \cdot q_m(z_i), \quad m = 1, 2, 3, \dots, l_{\max},$$

где  $z_i$  – глубина расположения  $i$  – го из общего числа  $N$  приемника антенны;  $a_m$  – амплитуда моды с номером  $m$  в месте расположения  $i$  – го приемника, или в матричной форме [20]:

$$\mathbf{P} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{a},$$

где  $\mathbf{Q}$  – вектор-матрица комплексных амплитуд сигнала с компонентами  $Q_{im} = q_m(z_i)$ .

Результатом пространственной согласованной фильтрации будет отыскание вектора  $\mathbf{a}$ . Положим  $N = l_{\max}$ . Домножим обе части предыдущего выражения на вектор-матрицу коэффициентов передачи усилителей гидрофонов  $\mathbf{K}$ , согласованную с вектором комплексных амплитуд сигнала  $\mathbf{Q}$ ,  $\mathbf{K} = \mathbf{Q}^{*T}$  (верхний индекс  $T$  обозначает операцию транспонирования,  $*$  – комплексное сопряжение). Заметим, что согласование осуществляется на основании априорных, следовательно, вероятностных знаний структуры поля в местах расположения гидрофонов:

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{K} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{K} \cdot \mathbf{a}.$$

Выражая  $\mathbf{a}$ , получим [20,21]:

$$\mathbf{a} = (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{K})^{-1} \cdot \mathbf{K} \cdot \mathbf{P} = (\mathbf{Q}^{*T} \cdot \mathbf{Q})^{-1} \cdot \mathbf{Q}^{*T} \cdot \mathbf{P}.$$

Основная сложность заключается в поиске матрицы, обратной к матрице  $(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{K})^{-1} = (\mathbf{Q}^{*T} \cdot \mathbf{Q})$ , выражающей по сути условие ортогональности мод на апертуре антенны. Если антенна строго вертикальна, перекрывает весь волновод и количество ее приемников велико, то  $(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{K})^{-1} = (\mathbf{Q}^{*T} \cdot \mathbf{Q})$  стремится к единичной матрице, но для реальных условий дискретной, искривленной в пространстве антенны конечных размеров спектр собственных значений матрицы  $(\mathbf{Q}^{*T} \cdot \mathbf{Q})$  резко спадает после некоторого номера  $m$ . Различные способы преодоления этой сложности подробно описаны в [21].

### **Возможности алгоритма адаптивной фильтрации**

Вертикальная антенная решетка может выделять измеряемую «полезную» моду, подавляя все остальные «помеховые» моды и аддитивные шумы, автоматически максимизируя при этом отношение сигнал/шум на выходе системы.

Примем за критерий качества работы системы величину отношения сигнал/шум на выходе сумматора. Под полезным сигналом подразумевается суммарный отклик от  $m$ -й измеряемой моды, пространственная структура которой известна, а под шумом – сигналы остальных мод и аддитивный шум [22,23].

Характеристика направленности адаптивной антенны в присутствии  $m+1$  мод формируется из характеристики направленности, согласованной с измеряемой модой в присутствии  $m$  мод, путем вычитания с некоторым пропорциональным множителем «частичной» характеристики направленности, согласованной с новой помеховой модой. Таким образом, происходит оптимальная компенсация вклада в суммарный отклик когерентных сигналов помеховых мод. Компоненты вектора коэффициентов передачи  $\mathbf{K}$  при этом могут не совпадать со значениями собственной функции фильтруемой моды, т.к. адаптивная система отстраивается от сигналов помеховых мод [23].

Сравнение методов согласованной и адаптивной фильтрации позволяет сделать вывод о их эквивалентности при решении задачи фильтрации одной моды на фоне некоррелированного шума и (или) при строгой ортогональности векторов фильтруемой и помеховых мод. Однако при нарушении ортогональности мод адаптивный алгоритм позволяет получить большее отношение сигнал/шум, причем выигрыш тем больше, чем больше мощность помеховых мод [23].

#### 4.4 О возможностях антенн с нелинейным законом компенсации фазы

Переход от линейного к квадратичному закону компенсации фазы между отдельными гидрофонами линейной антенны позволяет фокусировать антенну в заданную точку пространства.

Фокусировка длинной горизонтальной антенны, расположенной, например, непосредственно под или над источником, на его мнимые изображения, находящиеся выше поверхности или ниже дна, позволяет выделять их в числе, превышающем возможности линейно-компенсированной антенны. Оценим необходимую для этого длину антенны  $L$ .

При фокусировке антенны в точку с вертикальной координатой  $z$  продольный размер фокального пятна  $\Delta z$  можно оценить как  $\Delta z \approx \lambda(z/L)^2$ . Для различения двух соседних изображений источника, отстоящих друг от друга на расстояние  $\Delta z \approx h$ , необходимо выполнение неравенства  $\Delta z \approx \lambda \cdot (z/L)^2 < h$  [6,24].

Например, чтобы различить  $m$  и  $m+1$  мнимые источники, расположенные в окрестности точки с координатами  $z = m \cdot h$ , необходима антенна длиной  $L > m \cdot (\lambda \cdot h)^{1/2}$ .

Если число мнимых источников превышает число распространяющихся мод, т.е.  $m > l_{max} \approx 2h/\lambda$ , то длина антенны должна превышать глубину  $h$  не меньше, чем в  $(2l_{max})^{1/2}$  раз:  $L/h \geq (2l_{max})^{1/2}$ . Например, при  $l_{max} = 20$  отношение  $L/h \geq 6$ .

### 5 МЕТОД, ОСНОВАННЫЙ НА РАЗЛИЧИИ ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИГНАЛОВ

Вследствие того, что нормальные волны распространяются с различными групповыми скоростями, возможно их разрешение по времени прихода сигнала на единственный гидрофон. Данный способ не требует построения протяженной антенной системы – он является точечным, однако необходимо излучение специального сигнала.

Чтобы сигналы разделялись, необходимо их локализовать, возможно, в меньшем временном интервале. Локализация может достигаться путем излучения короткого импульса или сжатием сложного сигнала во времени. И то и другое предполагает использование широкой полосы частот зондирующего сигнала, что приводит к необходимости учета, кроме межмодовой, также и внутримодовой дисперсии, в результате которой первоначально короткий импульс при распространении расплывается. Для исключения влияния внутримодовой дисперсии [25]



предлагает использовать длительные послылки сложных, с большим значением величины произведения длительности на ширину полосы частот, но узкополосных сигналов. Однако расчеты и результаты экспериментов показывают, что для разделения мод в этом случае требуются большие расстояния пробега волны, практически недоступные из-за поглощения. В [26] исследуется возможность определения мод при излучении сигнала с линейной частотной модуляцией, что обеспечивает возможность при обработке получения высокого разрешения во временной области, но непременно требует учета внутримодовой дисперсии.

## 6 О ПРИМЕНЕНИИ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНЫХ АНТЕНН

Смещение частиц среды, колебательная скорость  $\vec{v}$  и ускорение относятся к векторным характеристикам акустического поля в отличие от скалярного звукового давления. Совокупность амплитудных и фазовых соотношений между скалярными и векторными параметрами называется векторно-фазовой характеристикой поля.

Совместное применение датчиков колебательной скорости и акустического давления в векторно-скалярных антеннах позволяет более успешно решать задачи селекции источников, их изображений и нормальных волн.

При использовании дискретных антенн для анализа пространственной структуры поля приемники звукового давления необходимо располагать на расстоянии не менее интервала Найквиста –  $0,5\lambda$  друг от друга. Совместное применение приемников давления и его градиентов позволяет значительно увеличить интервал их расположения (до  $1,5\lambda$ ) на основании результатов совместной обработки данных о давлении и его производных [27].

Действительно, разложим функцию звукового давления  $P(\mathbf{r})$  в окрестности  $i$ -го комбинированного звукоприемника, где  $\mathbf{r}$  - радиус-вектор, определяющий положение данного элемента в обобщенной системе координат в виде ряда Тейлора:

$$P(\mathbf{r})=P(\mathbf{r}_0)+(\Delta\vec{r}\cdot\nabla P)|_{\vec{r}_0}+\frac{1}{2}(\Delta\vec{r}\cdot\nabla)^2P|_{\vec{r}_0}+\dots$$

Первый член суммы представляет собой звуковое давление, регистрируемое  $i$ -м гидрофоном, что является нулевым приближением функции  $P(\mathbf{r})$ . Учет второго члена с помощью датчиков колебательных скоростей, ориентированных вдоль ортогональных осей, дает второе приближение. Таким образом, измеряя звуковое давление и проекции его градиента, можно восстановить функцию  $P(\mathbf{r})$  в пространственной области между  $i$ -м и  $i+1$ -м комбинированными датчиками, что особенно важно, учитывая неизбежные флуктуации мгновенной координаты датчиков. Полное восстановление функции  $P(\mathbf{r})$  часто не представляется необходимым. Например, для определения направления распространения плоской волны Бриллюэна требуется измерение в точке только звукового давления и трех проекций его градиента [27,28].

## 7 ФОРМИРОВАНИЕ ИЗБРАННЫХ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В СЛОЕ

Вертикальная антенна может быть использована для передачи сигнала по избранным модам. Для согласованного со средой возбуждения  $l_{max}$  волноводных мод используется не меньше  $N=l_{max}$  источников и алгоритмы генерации поля решеткой конечных размеров с функцией весового возбуждения элементов  $K_i(z_i)$ , соответствующей вертикальной пространственной структуре возбуждаемой нормальной волны.

Амплитуда моды при таком возбуждении определяется как  $A_m \sim W^{-1} \sum_{i=1}^N q_m(z_i) \cdot K_i(z_i)$ , где  $W = \sum_{m=1}^{l_{\max}} \cdot \sum_{i=1}^N q_m(z_i) \cdot K_i(z_i)$  - нормировочный множитель. При  $i=m$  и  $K = q$  решетка с конечной апертурой выделяет моду с номером  $m$  с коэффициентом возбуждения  $A_m$ . Из-за конечности апертуры и соответствующей неортогональности моды других номеров тоже возбуждаются, но слабее. С ростом апертуры уровень генерируемой моды растет, однако для подавления остальных мод необходимо, чтобы решетка захватывала весь интервал глубин локализации генерируемой моды. Это возможно только для слабо взаимодействующих с дном мод водного типа [29-32].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными физическими факторами, влияющими на эффективность применения антенных решеток и в итоге определяющими выбор способа обработки сигнала, являются следующие:

1) расширение пространственно-углового спектра сигнала и смещение его максимума от направления на источник, что особенно важно при применении горизонтальных антенн. Этот эффект необходимо учитывать, когда величина смещения, зависящая от спектра продольных волновых чисел и модового спектра мощности, оказывается сравнима с шириной главного лепестка диаграммы направленности. При угле скольжения  $30^\circ$  резкие потери усиления наблюдаются уже при размерах антенны  $\sim 20\lambda$  [12,14,16,25,33];

2) результирующее для реальных условий соотношение модовых спектров сигнала и помех. При мощных помехах этот фактор определяет способ обработки сигнала от вертикальной антенны. Локализация сигнала и помех в различных модах дает больший эффект, чем увеличение числа приемников антенны. Иначе ни один из алгоритмов фильтрации не в состоянии реализовать преимущество антенной решетки перед одиночным приемником [18,21,33];

3) ослабление пространственной когерентности мод полезного сигнала. Наибольшее влияние оказывает на работу горизонтальных антенн. При волнении, развиваемом ветром со скоростью 10-15 м/с, горизонтальный масштаб когерентности не превышает  $\sim 10\lambda$ . За счет этого потери усиления при квадратичном законе компенсации фазы составляют - 5 дБ, для остальных методов обработки -10...-12 дБ [14,16,32,33];

4) трансформация модового спектра сигнала при взаимодействии с дном. Затухание мод высоких номеров с ростом дистанции приводит к асимптотическому росту когерентности поля (подавлению фактора 3), однако на промежуточных расстояниях когерентные свойства сигнала оказываются заметно неравномерными по трассе и по глубине [9,14,16,18,25,26,32,33].

Отмеченные факторы проявляются существенно различным образом в зависимости от условий распространения сигнала, определяя «иерархию» методов обработки.

## SUMMARY

### ABOUT METHODS OF SELECTION AND FORMATION OF NORMAL WAVES AND BEAMS IN HYDROACOUSTIC WAVE GUIDES

**I.V. Kaliniuk, O.R. Lastovenko, V.A. Lisiutin, A.A.Yaroshenko**

*Sevastopol National Technical University, Students' Hostels, Sevastopol, 99053, Ukraine*

*The review is devoted to methods of spatial and angular structure research of sound fields in hydroacoustic wave guides. Methods of mode selection based on the analysis of phase and group*

*velocity, spatial and vector-phase structure distinctions of a field are described. The numerical evaluations allowing to compare efficiency of antenna arrays application for a mode filtration in real wave guides are resulted. Methods of normal waves formation are considered.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРИ

1. Горская Н.В., Николаев Г.Н., Рычова Т.А., Салин Б.М. Спектральный анализ при исследовании полей гармонических источников в акустических волноводах // Акуст. журн.- 1981.- Т.27, Вып.2.- С.202-205.
2. Гурбатов С.Н., Егорычев С.А., Курин В.В., Кустов Л.М., Прончатов-Рубцов Н.В. //Лабораторный комплекс для моделирования распространения и рассеяния волн в природных гидроакустических волноводах // Труды Нижегородской акустической научной сессии. – Нижний Новгород: ННГУ, 2002. - С.33-38.
3. Бурдик В.С. Анализ гидроакустических систем.- Л.: Судостроение, 1988.-392 с.
4. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана.- Л.: Гидрометеиздат, 1982. - 264 с.
5. Сташкевич А.П. Акустика моря.-Л.: Судостроение, 1966.-353 с.
6. Авдеев А.Д., Буслаев В.С., Кляцкин В.И., Кошель К.В., Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Попов А.В. Распространение волн в слоистых средах // Материалы IX Всесоюзной школы по дифракции и распространению волн. – Казань, 1988.-163 с.
7. Карновский М.И., Пугач В.П., Торопов А.И. О возможности выделения отдельных мод в плоскопараллельных волновых каналах с помощью дискретных антенн // Вестник КПИ. Электроакустика и звуковая техника.-1984.- Вып.8.-С.4-6.
8. Елисеевнин В.А. О работе вертикальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн.-1981.- Т.27, Вып.2.- С.228-233.
9. Дремучев С.А., Селиванов В.Г., Чепурин Ю.А. Измерения структуры акустического поля вертикальной антенной // Океанология.- 1990.- Т.30, Вып.5.- С.886-871.
10. Елисеевнин В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое // Акуст.журн.-1979.- Т.25, Вып.2.- С.227-232.
11. Елисеевнин В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое в поле узкополосного шумового сигнала // Акуст.журн.-1984.- Т.25, Вып.30.- С.213-217.
12. Галаненко В.В., Гринченко В.Т., Трофименко А.П., Ярмолович А.М. О горизонтальной направленности антенны в многомодовом волноводе // Акуст. журн.-1984.- Вып.2.- С.177-182.
13. Смартышев М.Д. Направленность гидроакустических антенн.- Л.: Судостроение, 1973.- 278с.
14. Елисеевнин В.А. Усредненный отклик горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн.- 2004.- Т.50, №2.-С.193-197.
15. Кудряшов В.М. Антенная решетка в звуковом поле волновода арктического типа //Акуст. журн.- 2000.- Т.46, №5.- С.662-669.
16. Галкин О.П., Комиссарова Н.Н., Панкова С.Д. Структура звукового поля и отклик протяженной антенны, расположенной у дна мелкого моря // Акустика океана: Доклады XI школы-семинара акад. Л.М. Бреховских, XVII сессии Российского акустического общества. - М.: ГЕОС, 2006.- С.52-57.
17. Garanhes G, Garnier J. Filtrage des modes rn propagation acoustique par petits fonds marins // Acustica.- 1986.- V.59, №3.- P.230-232.
18. Зверев В.А., Салин Б.М., Стромков А.А., Хилько А.И. Селекция мод мелкого моря в натуральных измерениях с использованием модели Пекериса // Акустика океана: Доклады XI школы-семинара акад. Л.М. Бреховских, XVII сессии Российского акустического общества.- М.: ГЕОС, 2006.- С.82-86.
19. Злобина Н.В., Касаткин Б.А., Рылов Р.Н. Об одном методе локализации источника излучения в волноводе Пекериса // Акустика океана: Доклады IX школы-семинара акад. Л.М. Бреховских, XII сессия Российского акустического общества.- М.: ГЕОС, 2002.- С.443-447.
20. Чепурин Ю.А., Гаврилов А.Н. Фильтрация мод звукового поля в арктическом волноводе // Акустика океана: Доклады IX школы-семинара акад. Л.М. Бреховских, XII сессия Российского акустического общества. - М.: ГЕОС, 2002.-С.182-187.
21. Воронович А.Г., Гончаров В.В., Никольцев А.Ю., Чепурин Ю.А. Сравнительный анализ методов разложения акустического поля по нормальным волнам в волноводе: численное моделирование и натурный эксперимент // Акуст. журн.- 1992.- Т.38, №4.- С.661-669.
22. Гаммельсестер О.Б. Адаптивное формирование диаграмм применительно к узкополосным сигналам // Подводная акустика и обработка сигналов: Сборник трудов школы НАТО под ред. Л. Бьёрне. – М.: Мир, 1985.- С.271-288.
23. Мальцев А.А., Позументов И.Е. Адаптивная пространственная фильтрация нормальных волн в акустическом волноводе // Акуст.журн.-1985.- Т.21, Вып.1.- С.77-82.
24. Lynch J.F. In the use of Focused Horizontal Arrays as mode Separation and Source Location Devices in Ocean Acoustics. Part I:Theori // J.Acoust.Soc.America.- 1983.- V.74, №5.- P.1406-1417.
25. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря.- М.: Наука, 1997.-191с.

26. Зверев В.А., Салин Б.М., Стромков А.А. Определение модового состава акустического поля в мелком море при одноточечном приеме сигнала // Акуст. журн.- 2005.- Т.51, №2.- С.221-227.
27. Гордиенко В.А., Ильичев В.И., Захаров Л.Н. Векторно-фазовые методы в акустике.- М.: Наука,1989.-223 с.
28. Гордиенко В.А., Ильичев В.И. Одиночный приемник потока акустической мощности как эквивалент пространственной антенной решетки // Докл. РАН.- 1994.- Т.339, №5.- С.251-254
29. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография.- М.: Мир, 1980.-580 с.
30. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Направленность излучающей линейной антенны в волноводе при ее слабом отклонении от вертикали //Акуст. журн.- 2002.-Т.48, №5.- С.627-632.
31. Бурдуковская В.Г., Климин О.Ю., Хилько А.И. Оптимизация параметров вертикальных антенн при селективном возбуждении и приеме мод в мелком море //Труды Нижегородской акустической научной сессии. – Нижний Новгород: ННГУ, 2002.- С.76-79.
32. Лучилин А.Г., Хилько А.И., Лобанов В.Н. и др. Экспериментальное исследование селективного возбуждения и приема волноводных мод в мелком море // Труды Нижегородской акустической научной сессии. - Нижний Новгород: ННГУ, 2002.- С.18-21.
33. Вдовичева Н.К., Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонов А.Г. Влияние статистических эффектов распространения звука в океанических волноводах на характеристики протяженных антенн // Труды Нижегородской акустической научной сессии. - Нижний Новгород: ННГУ, 2002.- С.42-45.

*Поступила в редакцию 4 июля 2006 г.*